

УДК 537.311.322
 © 1990

АНИЗОТРОПИЯ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ и $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$

В. А. Кутасов, Л. Н. Лукьянова

В твердых растворах на основе теллурида висмута ($\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$, $x=0.12, 0.3$; $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$, $y=0.06, 0.12$) из данных по измерению компонентов тензора сопротивления ρ_{ij} , эффекта Холла ρ_{ijk} и магнетосопротивления ρ_{ijkl} в слабых магнитных полях определены отношения компонентов тензора времени релаксации τ_{ij}/τ_{11} в соответствии с многодолинной моделью энергетического спектра с анизотропным рассеянием носителей заряда. Установлено, что анизотропия рассеяния увеличивается с ростом концентрации носителей, при этом анизотропия рассеяния выше в твердых растворах $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$ с ограниченной растворимостью второго компонента, чем в непрерывных твердых растворах. Показано, что анизотропия рассеяния в плоскости спайности меньше, чем в перпендикулярном направлении.

Твердые растворы на основе Bi_2Te_3 с соединениями Bi_2Se_3 и In_2Te_3 обладают сильной анизотропией кинетических явлений, обусловленной как анизотропией эффективной массы, так и анизотропией рассеяния носителей заряда, возникающей вследствие анизотропии упругих колебаний кристалла, что приводит к необходимости введения тензора времени релаксации при анализе экспериментальных данных.

Анизотропия рассеяния носителей заряда в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ ($x=0.12, 0.3$) и $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$ ($y=0.06, 0.12$) n -типа проводимости была исследована на основании данных измерений компонентов тензоров эффекта Холла ρ_{ijk} и магнетосопротивления ρ_{ijkl} в слабых магнитных полях совместно с сопротивлением ρ_{ij} . Интерпретация полученных результатов проводилась в соответствии с многодолинной моделью энергетического спектра с анизотропным рассеянием носителей заряда [1-3], когда компоненты тензора времени релаксации $\tilde{\tau}(\epsilon)$ можно представить в виде

$$\tau_{ij} = \varphi(\epsilon) \tilde{\tau}_{ij}, \quad (1)$$

где $\varphi(\epsilon)$ — изотропная функция, зависящая только от энергии ϵ ; $\tilde{\tau}_{ij}$ — анизотропный множитель, не зависящий от энергии и направления движения электрона.

При расчетах отношений компонентов тензора $\tilde{\tau}$ в рамках многодолинной модели связь между экспериментальными гальваномангнитными коэффициентами ρ_{ij} , ρ_{ijk} , ρ_{ijkl} и параметрами u , v , w , определяющими форму поверхности постоянной энергии, имеет вид [1, 4]

$$\begin{aligned} \rho_{312}/\rho_{123} &= y_1(u, v, w) = (w + uv)(1 + u)/4uv, \\ \rho_{11\rho_{1111}}/\rho_{123}^2 &= y_2(u, v, w, \beta) = (w - 5uw + 3uv + u^2v)(1 + u/16\beta u^2), \\ \rho_{11\rho_{1122}}/\rho_{123}^2 &= y_3(u, v, w, \beta) = \frac{(3w + uw + uv + 3u^2v)(1 + u)}{16\beta u^2} - \frac{2v}{a^2(1 + u)}, \\ \rho_{11\rho_{1133}}/\rho_{123}^2 &= y_4(u, \beta) = (1 + u)^2/4u\beta - 1, \end{aligned} \quad (2)$$

где u, v, w параметры связаны с компонентами тензора обратных эффективных масс $\bar{\alpha}$

$$u = \alpha_{11}/\alpha_{22}, \quad v = \alpha_{33}/\alpha_{22}, \quad v - w = \alpha_{23}^2/\alpha_{22}^2. \quad (3)$$

Угол поворота главных осей эллипсоидов постоянной энергии относительно кристаллографических осей определен следующим образом:

$$\operatorname{tg} 2\theta = 2\alpha_{23}/(\alpha_{22} - \alpha_{33}). \quad (4)$$

Параметр вырождения β определен в соответствии с [5, 6] через отношения I_n в виде

$$\beta = I_1^2/I_0 I_2, \quad (5)$$

где
$$I_n = \left(\frac{e}{m}\right)^n \frac{e^2}{3\pi^2 m} \left(\frac{2m}{\pi^2}\right)^{3/2} \frac{1}{|\alpha_{ij}|^{1/2}} \int_0^\infty \tau^{n+1} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon,$$

$|\alpha_{ij}| = \alpha_{11}(\alpha_{22}\alpha_{33} - \alpha_{23}^2)$ — детерминант, составленный из компонентов тензора обратных эффективных масс $\bar{\alpha}$.

Как было показано в работе [7], использование анизотропного времени релаксации при анализе гальваномангнитных коэффициентов ρ_{ij} , ρ_{ijk} , ρ_{ijkl} приводит к замене α_{ij} на произведения $(\alpha\tau)_{ij}$ в формулах (2)–(4). Тогда в соответствии с [3] соотношения между компонентами тензора обратных эффективных масс для анизотропного и изотропного времени релаксации имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha'_{11} &= \gamma_1, \quad \alpha'_{22} = c^2\gamma_2 + s^2\gamma_3 - sc(\gamma_4 - \gamma_5), \quad \alpha'_{33} = s^2\gamma_2 + c^2\gamma_3 + sc(\gamma_4 - \gamma_5), \\ \alpha'_{23} &= sc(\gamma_2 - \gamma_3) + c^2\gamma_4 - s^2\gamma_5, \quad \alpha'_{32} = sc(\gamma_2 - \gamma_3) + c^2\gamma_5 - s^2\gamma_4, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\gamma_1 = \alpha_{11}\tau_{11}, \quad \gamma_2 = \alpha_{22}\tau_{22}, \quad \gamma_3 = \alpha_{33}\tau_{33}, \quad \gamma_4 = \alpha_{23}\tau_{23}, \quad \gamma_5 = \alpha_{32}\tau_{32}, \quad c = \cos \theta, \quad s = \sin \theta, \quad (7)$$

θ — угол поворота главных осей эллипсоидов постоянной энергии относительно кристаллографических осей.

Из соотношений Онзагера следует [7], что $\alpha'_{23} = \alpha'_{32}$, т. е. $\gamma_4 = \gamma_5$, что упрощает (6).

Таким образом, анизотропия рассеяния носителей заряда может быть учтена при замене α_{ij} в выражениях (2), (3) на α'_{ij} из (6). Из системы уравнений (6) с учетом (3), (4) можно получить [3]

$$\begin{aligned} \gamma_2/\gamma_1 &= \frac{c^2}{u} + \frac{s^2v}{u} + 2sc(v-w)^{1/2}u, \\ \frac{\gamma_3}{\gamma_1} &= \frac{s^2}{u} + \frac{c^2v}{u} - \frac{2sc(v-w)^{1/2}}{u}, \\ \frac{\gamma_4}{\gamma_1} &= \frac{-sc(1-v)}{u} + \frac{(c^2-s^2)(v-w)^{1/2}}{u}. \end{aligned} \quad (8)$$

Как следует из (7), (8), величины α_1 , τ_{11} , $\alpha_{22}\tau_{22}$, $\alpha_{33}\tau_{33}$, $\alpha_{23}\tau_{23}$ и угол θ дают полную информацию о рассеянии носителей заряда и зонной структуре исследуемых материалов.

Определение компонентов тензора $\bar{\tau}$ возможно только при совместном анализе экспериментальных данных по гальваномангнитным коэффициентам, измеренным как в слабом, так и в сильном магнитных полях, поскольку из осцилляционных эффектов в случае сильного магнитного поля могут быть определены компоненты тензора обратных эффективных масс $\bar{\alpha}$. В работе [2] при анализе слабополюсных гальваномангнитных коэффициентов с целью определения отношений компонентов тензора $\bar{\tau}$ в Bi_2Te_3 использовалось предположение о том, что при комнатной температуре рассеяние носителей заряда близко к изотропному вследствие компенсации анизотропии рассеяния фононов анизотропией их энергетического

спектра. При этом вклад примесного рассеяния возрастает, причем компенсация анизотропии рассеяния анизотропией примесных центров отсутствует из-за их хаотического расположения в отличие от фононного рассеяния. В этом случае время релаксации должно быть анизотропным. Предположение об изотропном рассеянии в [2] при комнатной температуре критиковалось в работе [9], где на основании данных слабо- и сильнополевых гальваномангнитных коэффициентов были определены компоненты $\bar{\tau}$ для $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$. Однако из данных, полученных в работе [9], следует, что ошибка в определении отношений диагональных компонентов тензора $\bar{\tau}$ в предположении изотропного времени релаксации при комнатной температуре составляет не более 20%, что вполне приемлемо для качественного анализа анизотропии рассеяния исследуемых материалов. Ошибка в определении недиагональных членов может быть выше, поэтому в настоящей работе мы ограничивались только рассмотрением отношений τ_{22}/τ_{11} и τ_{33}/τ_{11} .

На рис. 1, 2 представлены температурные и концентрационные зависимости величины $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ — одного из отношений вида $\rho_{ij}\rho_{ijkl}/\rho_{ijk}^2$, изменения которого от температуры и концентрации носителей n характерны и для отношений $\rho_{11}\rho_{1122}/\rho_{123}^2$ и $\rho_{11}\rho_{1111}/\rho_{123}^2$. Полученные изменения величины

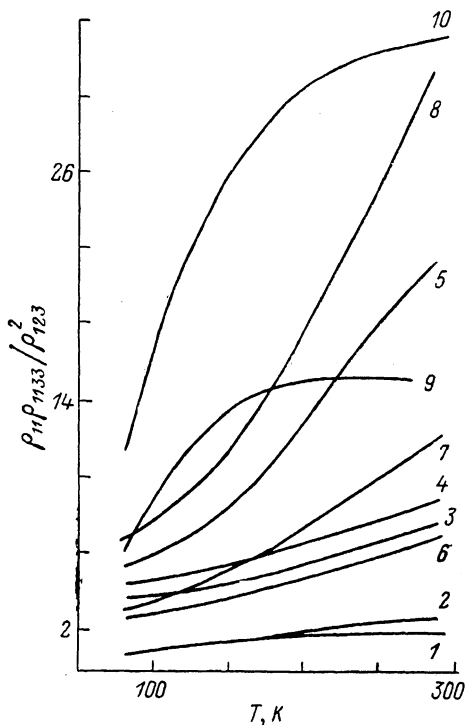


Рис. 1. Температурные зависимости отношений $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ (1—8) и $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$ (9, 10).

$n \cdot 10^{-18}$, см^{-3} : 1 — 1.5, 2 — 2.5, 3 — 5, 4 — 15, 5 — 29 ($x=0.12$); 6 — 4, 7 — 11, 8 — 16 ($x=0.3$), 9 — 2.5, 10 — 8 ($y=0.06$).

$\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ от T и n указывают на применимость для исследованных твердых растворов двухзонной модели энергетического спектра с анизотропным рассеянием, поскольку в случае однозонной модели с изотропным рассеянием отношения $\rho_{ij}\rho_{ijkl}/\rho_{ijk}^2$ не зависят от n , как это было показано в работе [3] для Bi_3Te_3 . В случае двухзонной модели величина $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ возрастает с ростом n . В области низких концентраций носителей ($n < 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), где еще нет влияния дополнительной зоны, изменения $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ указывают на анизотропию рассеяния носителей заряда в основной зоне. При более высоких значениях n изменения $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ обусловлены одновременным действием двух причин: влиянием второй зоны и анизотропией рассеяния носителей заряда. Наблюдавшиеся изменения наклона зависимостей $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ от температуры (рис. 1, кривые 9, 10) в области температур, близких к температуре Дебая ($T_D=165 \text{ К}$ для Bi_2Te_3), в твердых растворах, содержащих In , по сравнению с $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ могут быть связаны с изменением вклада электрон-фононного взаимодействия в процессы рассеяния. На существование дополнительной зоны и анизотропный механизм рассеяния указывает также зависимость удельного сопротивления ρ_{11} от концентрации носителей (рис. 2, кривые 1, 2), где отклонение от линейности в зависимости ρ_{11} от n , возник-

кающее при $n \geq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, является одним из доказательств существования второй зоны и анизотропного рассеяния. Полученные в соответствии с формулами (6)–(8) отношения произведений компонентов тензора обратных эффективных масс на компоненту тензора времени релаксации γ_i/γ_j и отношения компонентов тензора времени релаксации τ_{ij}/τ_{11} представлены на рис. 3. Величины γ_i/γ_j и τ_{ij}/τ_{11} были получены в результате решения системы уравнений (2) градиентным методом наименьших квадратов относительно независимых параметров u, v, w, β .

Изменения γ_i/γ_j в зависимости от n в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$ (рис. 3, кривые 1, 3) при переходе из области низких концентраций носителей в область высоких n , наблюдавшиеся для отношений γ_2/γ_1 и γ_3/γ_1 ,

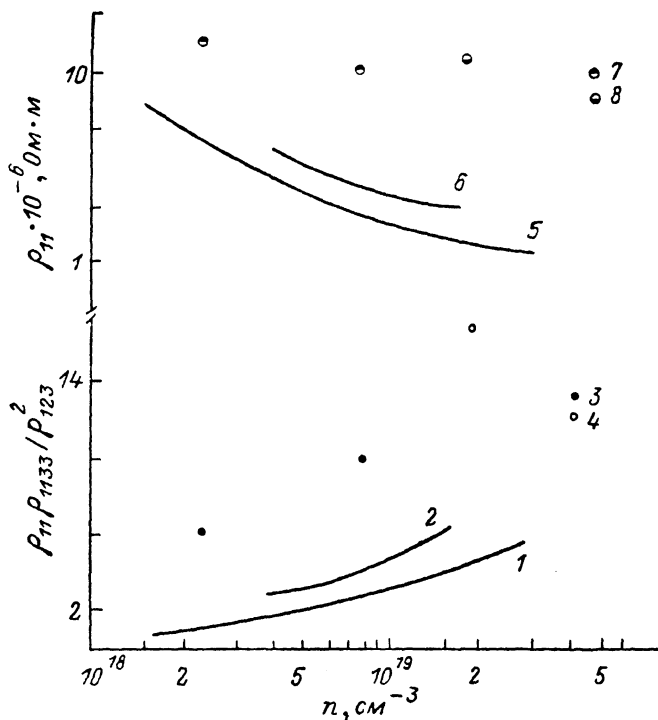


Рис. 2. Концентрационные зависимости отношений $\rho_{11}\rho_{1133}/\rho_{123}^2$ (1–4) и удельного сопротивления ρ_{11} (5–8) при 77 К в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{2-x}\text{Se}_x$ и $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$.
 x : 1, 5 — 0.12; 2, 6 — 0.3. y : 3, 7 — 0.06, 4, 8 — 0.12.

указывают на существование дополнительной зоны в зоне проводимости исследуемых твердых растворов, заполнение которой происходит при $n \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Для твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ (рис. 3, кривая 2) изменений γ_i/γ_j в зависимости от концентрации носителей заряда обнаружено не было, поскольку все исследованные образцы относятся к области высоких концентраций ($n > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Отношения γ_4/γ_1 (рис. 3, кривая 4) имели близкие значения для всех твердых растворов и не зависели от концентрации n .

Из концентрационных зависимостей отношений τ_{ij}/τ_{11} следует (рис. 3, кривые 1–6), что анизотропия рассеяния носителей заряда в исследованных твердых растворах выше, чем в Bi_2Te_3 , и возрастает с ростом концентрации носителей заряда; при этом анизотропия рассеяния выше в твердом растворе $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$, чем в $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$. Отношения τ_{23}/τ_{11} не приведены на рис. 3, поскольку точность определения этого отношения невелика, однако величина τ_{23}/τ_{11} много меньше, чем τ_{22}/τ_{11} и τ_{33}/τ_{11} для всех ис-

следованных образцов, т. е. анизотропия рассеяния в плоскости спайности (0001) существенно меньше, чем в перпендикулярном направлении $\langle 111 \rangle$.

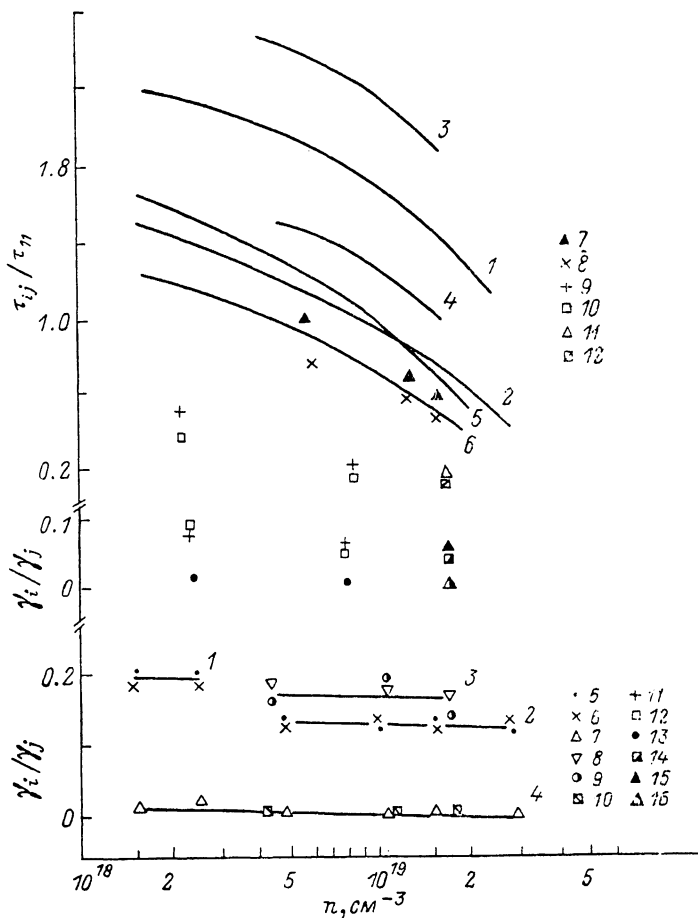


Рис. 3. Концентрационные зависимости величины γ_i/γ_j и отношений компонентов тензора времени релаксации τ_{ij}/τ_{11} при 77 К в твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ и $\text{Bi}_{2-y}\text{In}_y\text{Te}_3$.

τ_{ij}/τ_{11} : 1 — τ_{22}/τ_{11} , 2 — τ_{33}/τ_{11} ($x=0.12$), 3 — τ_{22}/τ_{11} , 4 — τ_{33}/τ_{11} ($x=0.3$), 5 — τ_{22}/τ_{11} , 6 — τ_{33}/τ_{11} [θ], 7 — τ_{22}/τ_{11} , 8 — τ_{33}/τ_{11} (наст. раб., $x=0.0$), 9 — τ_{22}/τ_{11} , 10 — τ_{33}/τ_{11} ($y=0.06$), 11 — τ_{22}/τ_{11} , 12 — τ_{33}/τ_{11} ($y=0.12$). γ_i/γ_j : 1, 2 построены по значениям для 5, 6 (см. ниже); 3, 4 — по значениям 7—10 соответственно; 5 — γ_2/γ_1 , 6 — γ_3/γ_1 , 7 — γ_4/γ_1 ($x=0.12$), 8 — γ_2/γ_1 , 9 — γ_3/γ_1 , 10 — γ_4/γ_1 ($x=0.3$), 11 — γ_2/γ_1 , 12 — γ_3/γ_1 , 13 — γ_4/γ_1 ($y=0.06$), 14 — γ_2/γ_1 , 15 — γ_3/γ_1 , 16 — γ_4/γ_1 ($y=0.12$).

Список литературы

- [1] Drabble J. R., Groves R. D., Wolfe R. // Proc. Phys. Soc. 1958. V. 71. N 3. P. 430—443.
- [2] Ефимова Б. А., Новиков В. И., Остроумов А. Г. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 1. С. 302—304.
- [3] Asworth H. A., Rayne J. A. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 8. P. 2646—2661.
- [4] Caywood L. P., Miller G. R. // Phys. Rev. 1970. V. 2. N 8. P. 3210—3220.
- [5] Drabble J. R., Wolfe R. // Proc. Phys. Soc. 1956. V. 69 B. N 11. P. 1101—1110.
- [6] Коренблит И. Я. // ФТТ. 1960. Т. 2. № 12. С. 3083—3091.
- [7] Herring G., Vogt E. // Phys. Rev. 1956. V. 101. N 3. P. 944—961.
- [8] Mackey H. J., Sybert J. R. // Phys. Rev. 1968. V. 172. N 3. P. 603—607.
- [9] Testardi L. P., Burstein E. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 2. P. 460—469.